

Advance/FrontNoise を用いた音響解析

桑原 匠史

アドバンスソフト株式会社 技術第3部

Numerical Acoustic Analysis by using Advance/FrontNoise

Takuhito Kuwabara

3rd Technical Division in AdvanceSoft Corporation

1. はじめに

騒音が問題となり始めたのは、1960年代であり、その音源は、工場、事業所、建設現場、自動車や航空機であった。この様に発生源の多様さ、規定の難しさから騒音の規制は困難だったが、1967年に「公害対策基本法」、1968年に「騒音規制法」が制定され規制が行われるようになった。近年では、一歩進んで騒音対策を地球環境保全の枠組みの一つとして、1993年には「環境基本法」により騒音に関わる環境基準が定められるに至っている。工場や建設現場以外では、騒音問題は大きく、自動車による騒音、鉄道による騒音、航空機による騒音の3つに分けることが出来き、各々の分野で環境基準を満たす努力が日々行われている。これら以外にも、低周波音(1Hz~100Hz)による騒音が、睡眠不足やイライラ、吐き気などの心理的、生理的影響を及ぼすと社会問題化してきており、自動車、鉄道、航空だけでなく、低周波音源となる送風機、風車、ボイラーやポンプなどの設計に関しても騒音対策が重要となっている。こうした機器の設計に欠かせなくなっているのが数値音響解析であり、今後ますます厳しくなると思われる環境基準をクリアするために必須の解析となっていくものと期待されている。

*アドバンスソフト株式会社 技術第3部
AdvanceSoft Corporation

2. 数値音響解析

音響解析のニーズとして多いのは、壁等の振動により発生する二重極音の解析であるが、近年では、流体から直接発生する四重極音の解析も注目されるようになってきている。この、四重極音の計算手法には、直接法と分離解法の二つがある。直接法は、圧縮性の Navier-Stokes 方程式を解き、流れ場と音場を同時に求める手法であるが、低マッハ数かつ高レイノルズ数の流れから発生する音に対しては、計算コストが大きくなり計算困難なことが多い。一方、分離解法は、Lighthill の音響学的類推に基づく手法[2], [3]で、流れと音の相互干渉がないため（一般に、低マッハ数の流れにおいては、音の圧力変動は、流体的な圧力変動に比べて小さいため、こうした仮定を用いることが可能である）、音源を求める流体解析と、空力音の伝播を求める音響解析を分離して独立に実施することが可能である。

本記事では、二重極音と分離解法における四重極音の解析が可能なソフトウェア Advance/FrontNoise を用いた解析について主に二重極音の音響解析の紹介を行う。

2.1. 基礎方程式

数値解析は、広く利用されている有限要素法を利用して行う。基礎方程式 convected wave equation は、速度ポテンシャル $v(x,t) = -grad(\phi(x,t))$ を用いた形に変形すると

$$\frac{D_0}{Dt} \left(\frac{\rho_0}{c_0^2} \frac{D_0 \phi}{Dt} \right) - \nabla \cdot (\rho_0 \nabla \phi) = 0 \quad (1)$$

と書ける。ここで、 ϕ は速度ポテンシャル、 ρ_0 、 c_0 、および v_0 は、密度、音速、媒体の流速である。また、

$$\frac{D_0}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla \quad (2)$$

であることと次式を用い、(f は周波数)

$$\phi(x, t) = \sum_{\nu=1, \infty} \tilde{\phi}(x) e^{-i\omega t}, \quad \omega = 2\pi f \quad (3)$$

周波数領域で書き直すと

$$\begin{aligned} & (1 - M_x^2) \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial x^2} + (1 - M_y^2) \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial y^2} + (1 - M_z^2) \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial z^2} \\ & - \left(2M_x M_y \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial x \partial y} + 2M_y M_z \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial y \partial z} + 2M_z M_x \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial z \partial x} \right) \\ & - 2ik \left(M_x \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x} + M_y \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} + M_z \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} \right) + k^2 \tilde{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

となる。ここで、

$$M_x = \frac{v_x}{c_0}, \quad M_y = \frac{v_y}{c_0}, \quad M_z = \frac{v_z}{c_0} \quad (5)$$

であり、 c_0 、 v_x 、 v_y 、 v_z は音速と、速度の各方向成分を示している。

また、四重極音源を取り扱う場合

($M_x, M_y, M_z = 0$ の場合)は以下の式となる。

$$\nabla^2 \tilde{\phi} + k^2 \tilde{\phi} = -i \frac{1}{\rho_0 c_0 k} \frac{\partial^2 \tilde{T}_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (6)$$

ここで、 k は波数、 \tilde{T}_{ij} はLighthillテンソル、

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + [(p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0)] \delta_{ij} - e_{ij} \quad (7)$$

の周波数成分である。上式の p_0 、 ρ_0 は大気圧と大気の密度、 ρ 、 v 、 p は密度、速度、圧力である。

2.2. 境界条件

境界条件については、各周波数成分 $\tilde{\phi}(x)$ に対して以下の混合境界条件を課す。第一項が圧力、第

二項が粒子速度に関する境界条件を示し、実際には、 $\alpha(x)$ 、 $\beta(x)$ 、 $f(x)$ を周波数毎に設定することにより境界条件を与える。

$$\alpha(x) \tilde{\phi}(x) + \beta(x) \frac{\partial \tilde{\phi}(x)}{\partial n} = f(x) \quad \text{on } \partial \Omega \quad (8)$$

3. 計算モデル

3.1. 単純拡張管モデル



図1 単純拡張管モデル(黒丸は透過損失測定点を示す)

上記単純拡張管モデルについて、左側の管先端から音が入力する場合の数値音響解析を行い、サイレンサーとしての性能を解析解と実機を用いて行った実験値と比較する。更に、ここで得られた結果と、流体計算を実施して得られた定常流れを音響解析に取り込み得られた結果の比較を行う。

境界条件として、粒子速度 $=\partial \tilde{\phi}(x)/\partial n = 1.0 \times 10^{-3}$ を与えた。この条件は、入り口において、それぞれの周波数 ω に対して $v(x, t) = 1.0 \times 10^{-3} e^{i\omega t}$ [m/s]の振幅を与えていることになるが、本計算では、透過損失を評価するため、ここで与える境界条件の絶対値は無関係となり、ここでは、 $\alpha(x) = 0$ として、 $\partial \tilde{\phi}(x)/\partial n$ のみに値を与えることに意味がある。粒子速度ではなく、圧力の振動で与える場合には、 $\partial \tilde{\phi}(x)/\partial n$ の代わりに $\tilde{\phi}(x)$ に値を与えればいいが、本計算では、どちらの条件も等価と考え、粒子速度に対する境界条件とした。また、右側の管の先端出口面に対しては、ダクト開口端の放射インピーダンス z を与える[1]。

$$z = \rho c \zeta_r = \rho c (\theta_r + i \chi_r) = \rho c \left(1 - \frac{J_m(2ka)}{ka} + i \frac{H_m(2ka)}{ka} \right) \quad (9)$$

ここで、 $J_m(\cdot)$ と $H_m(\cdot)$ はベッセル関数、シュトルーベ関数、また

$$\theta_r \approx \frac{1}{2}(ka)^2, \chi_r \approx \frac{8}{3\pi}ka \quad (ka < 0.6) \quad (10)$$

である。つぎに、開口端の放射インピーダンス z を境界条件として与える方法について説明する。一般的に、物理的に与えられるインピーダンス z は、圧力 P と速度 v を用いて

$$z = \frac{P}{v} \quad (11)$$

である。壁に対して normal 方向の成分が有効であるため、 n を壁での法線ベクトルとして、

$$z = \frac{P(x,t)}{n \cdot v(x,t)} = \frac{-\rho \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t}}{n \cdot \text{grad}(\phi(x,t))} = \frac{-\rho \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t}}{\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial n}} \quad (12)$$

が成り立つ。ここで、式(3)を利用すると

$$\sum_{\nu=1,\infty} z \frac{\partial \tilde{\phi}(x)}{\partial n} e^{-i\omega t} = \sum_{\nu=1,\infty} i\omega \rho \tilde{\phi}(x) e^{-i\omega t} \quad (13)$$

となる。したがって、周波数成分毎に、

$$z \frac{\partial \tilde{\phi}(x)}{\partial n} = i\omega \rho \tilde{\phi}(x) \quad (14)$$

が成り立ち、境界条件の表現で記述すると、

$$\alpha(x) = i\omega \rho, \beta(x) = -z, f(x) = 0 \quad (15)$$

となる。

また、入口と出口以外の壁面については粒子速度が 0 の境界条件を与えた。すなわち、 $\partial \tilde{\phi}(x) / \partial n = 0$ とした (インピーダンス境界の $Z = \infty$ に相当する)。

計算条件は、表 3-1 を用い、計算は、25[Hz] から 2000[Hz] まで 25[Hz] 毎に行う。

表 3-1 音響解析パラメータ

| | |
|-----------|--|
| 気温 T | 22[K] |
| 密度 ρ | $\rho = 1.293 \times \frac{273.15}{273.15 + T} [\text{kg}/\text{m}^3]$ |
| 音速 c | $c = 331.5 + 0.61 \times T [\text{m}/\text{sec}]$ |

計算に用いた単純拡張管モデルの要素は 32184 である。

3.2. 空調機コンプレッサの室内騒音評価

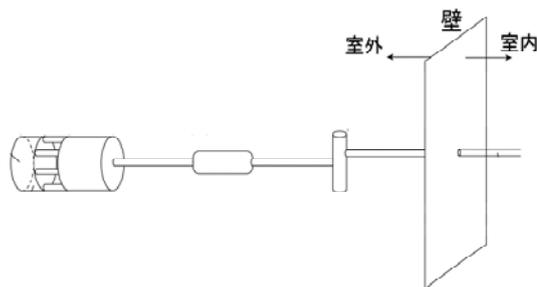


図 2 モデル概観 (左から、コンプレッサー、マフラー、四方弁、壁という順で配置されている)

空調機では、コンプレッサーを音源としてその振動が空調機管内を伝播し室内に到達することが原因で室内の騒音が発生することが知られている。この、空調機による室内騒音を数値音響解析により求めた結果と、実機を用いて測定した実験値との比較を行う。

数値音響解析は、3段階に分けて実施する。まず、音が伝播する経路の機器形状を 3 次元的に詳細にモデル化することにより、その伝播経路の音響特性を求め、次に室内にある空調機管内の音響解析の結果を用いて、管の内面から管の表面への音響伝播を構造計算により評価し、最後に管表面から室内への音響放射を解析解により求め、室内の騒音レベルを算出する。

3.2.1. 音響解析

以下に、解析対象となる機器の形状モデルを示す。なお、マフラーについては 3 つの形状についての性能評価を行うこととする。

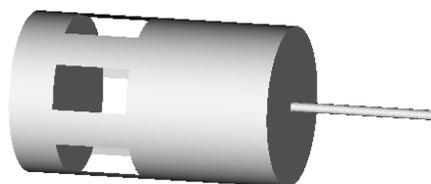


図 3 コンプレッサー



図 4 マフラー1



図 5 マフラー2

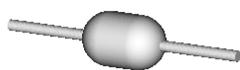


図 6 マフラー3

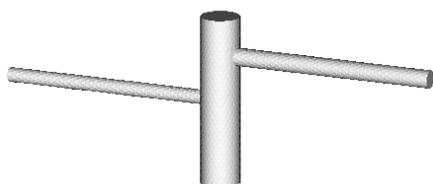


図 7 四方弁

各機器の要素数を以下に示す。

表 3-2 機器の要素サイズ

| 機器名 | 要素数 |
|---------|--------|
| コンプレッサー | 726459 |

| | |
|-------|--------|
| マフラー1 | 65021 |
| マフラー2 | 282183 |
| マフラー3 | 232905 |
| 四方弁 | 24333 |

これら個別の機器に関して透過損失を求め、得られた透過損失を足し合わせるにより、全体の音響特性を取得し、その結果を用いて実験により得られた入力音が系全体を通過した際の音圧値を求める。個別の機器の透過損失の計算については、入力ホワイトノイズとし、出口は単純拡張管モデルで用いたダクト開口端の放射インピーダンスを用いることとする。以下に、実験により得られた、ガス圧脈動データと、それをフーリエ変換したものを示す。

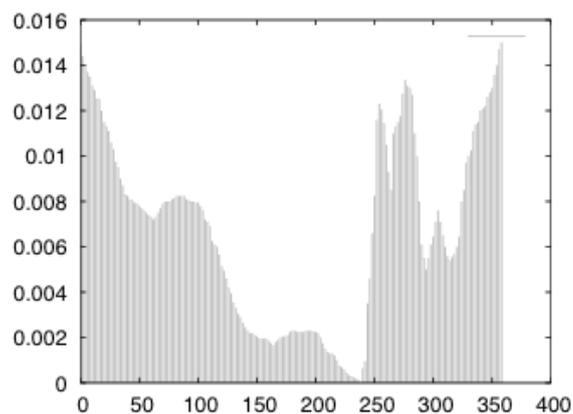


図 8 実験により得られた、ガス圧脈動データ (縦軸：音圧[MPa]、横軸：角度[度](時間))

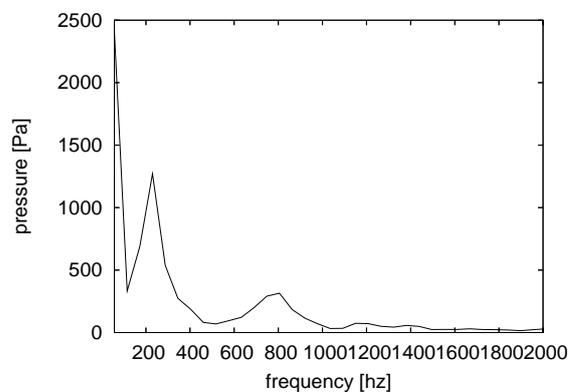


図 9 ガス圧脈動データのフーリエ変換結果

3.2.2. 構造解析

室内に存在する管の振動特性を取得するために、構造解析を行う。管の内部に適当な圧力を加え、管の外壁がどのように振動するかが分かれば、内部の音圧変動の管外部への伝播を計算することが可能となる。

管の長さを内部の振動伝播に対して十分に長くとり（反射の影響を考慮しなくていい範囲）、中央部に単位圧力を与えて、管の外壁の振動を解析する。図 10 に示すように、解析形状は、管の 1/4 モデルを利用し、六面体 2 次要素を用い、厚み方向に 7 分割し 7 要素を設定した。また、境界条件については、1/4 モデルであるため、対称の条件を設定した。

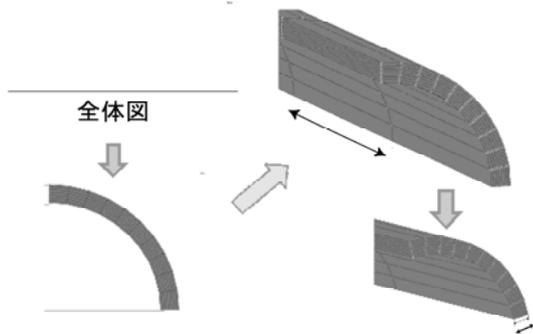


図 10 左上：直管モデル全体図、左下：断面図、右上：長さ方向の 1 要素のサイズ=10[mm]、右下：厚さ方向の 1 要素のサイズ=0.1[mm]

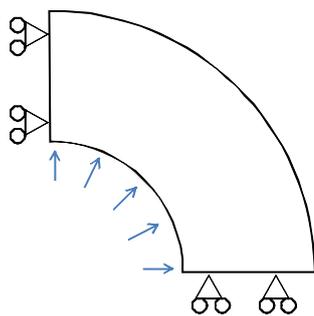


図 11 管壁伝播解析の境界条件

3.2.3. 解析解を用いた解析

管壁より離れた位置での音圧の求め方を以下に示す。

管壁より $r(=0.2[m])$ 離れた測定点での圧力は

$$P \approx \rho c \frac{a}{r} V_a \quad (16)$$

と近似できる。ここで、 a は管の半径(0.00952[m])、 V_a は管表面の振動速度、 c は音速である。また、管内の圧力分布は、

$$P_{in}(x,t) = |P_{in}^0| \exp(2\pi i f(t - x/c_L)) \quad (17)$$

と表すことができる。 $|P_{in}^0|$ は管へ入力する音の圧力振幅、 c_L は管内の音速である。これに対して、管の外側の変位は

$$U_{out} = U_{out}^0 \frac{|P_{in}^0|}{P_{1atm}} \exp(2\pi i f t) \quad (18)$$

と表すことができる。 U_{out}^0 は最大変位である。従って、管表面の振動速度は以下ようになる。

$$V_{out} = 2\pi i f U_{out}^0 \frac{|P_{in}^0|}{P_{1atm}} \exp(2\pi i f t) \quad (19)$$

この式と式(16)を利用して、観測点からみたときの管の外壁を積分すると、観測点の音圧は

$$P(t) = \int_{-L}^{+L} \rho c \frac{a}{r} V_{out} \exp(2\pi i f(t - x/c)) \frac{2\pi i dx}{4\pi r^2} \quad (20)$$

$$= \int_{-L}^{+L} \rho c \frac{1}{2r} 2\pi i f U_{out}^0 \frac{|P_{in}^0|}{P_{1atm}} \exp(2\pi i f(t - x/c_L)) \exp(2\pi i f(t - x/c)) dx$$

となる。ここで、 L は測定点から壁までの距離である。また、音圧レベルは

$$SPL = 20 \log \frac{|P|}{20 \times 10^{-6} [Pa]} \quad (21)$$

で計算する。

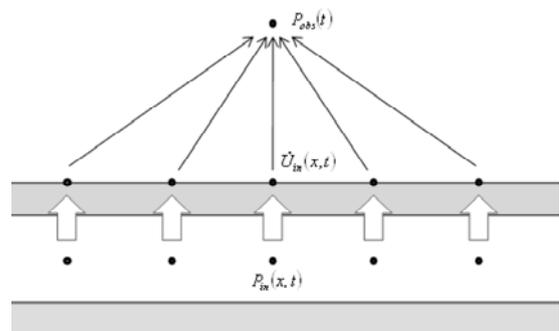


図 12 解析手法のイメージ図

4. 計算結果

4.1. 単純拡張管モデル

単純拡張管内に流れの無いケースについて、数値実験により得られた透過損失、1次元解析による透過損失、実機を用いた実験結果より得られた透過損失を図 13 に示す。点曲線が数値実験結果、曲線が1次元理論値、振動している曲線が実機を用いた実験結果を示している。横軸は周波数 0[Hz]-2000[Hz]、縦軸は透過損失[dB]である。透過損失は、サイレンサー等の消音性能を検討するために欠かせない量で、値が大きい程その周波数における消音性能が高いということを示す。図 13 を見ると、1000[Hz]辺りまでは概ね数値実験、1次元理論値、実機実験とも一致しているが、それ以上の周波数ではずれが大きくなっていく結果となっている。理由は、実機実験においては周波数が高くなるにつれて正確な測定が困難となってくること、1次元理論値においては周波数が高くなる程音波の波面が平面では表せなくなるということが考えられる。

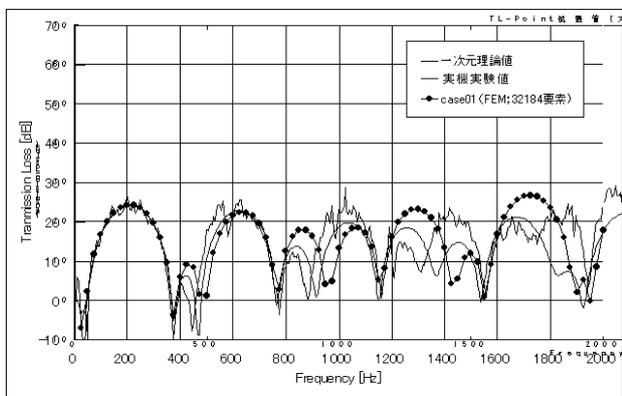


図 13 透過損失比較

次に、単純拡張管内に空気の流れがある場合についての透過損失と、流れが無い場合の透過損失の比較を行う。まず最初に単純拡張管内の速度場を流体計算により求め、その速度場を音響解析に取り込み、数値実験を行った。流体計算により得られた単純拡張管内の速度場を図 14 に示す。入力速度を 30[m/s]として定常状態になるまで計算を行っている。

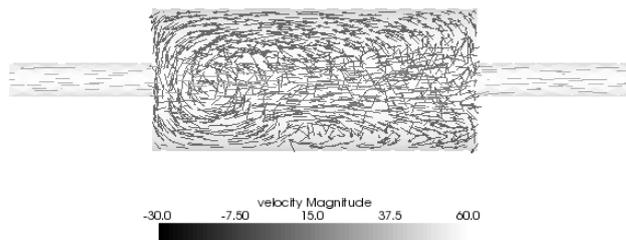


図 14 流体計算により得られた速度場(単位は [m/s])

単純拡張管内に複雑な流れが発生していることが良く判る、また細管軸付近程流れが早くなる構造があることが判る。この流れを取り込み、数値実験を行い得られた結果と、流れ無しの場合の結果を比較したものを図 15 に示す。

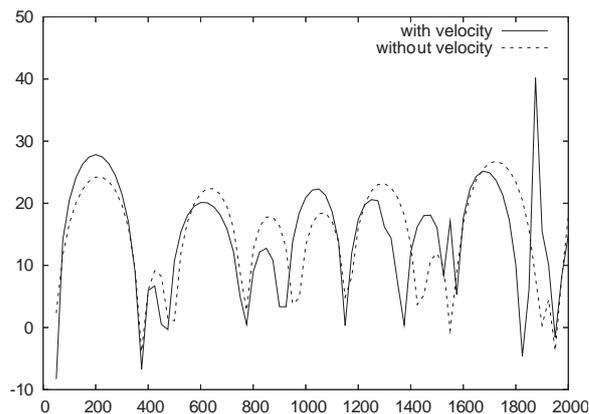


図 15 透過損失比較

曲線が速度場ありの結果、破曲線が速度場なしの結果を示している。速度場があると、透過損失値が高くなり消音性能の上がる周波数が高周波数領域程違いが大きいことが判る。高周波数領域における性能評価については、30[m/s]程度の流れが存在する場合には、その影響を考慮することが重要なケースがあることが判った。

4.2. 空調機コンプレッサの室内騒音評価

4.2.1. 音響解析

まず、個々の部品機器における透過損失の値を

以下に示す。

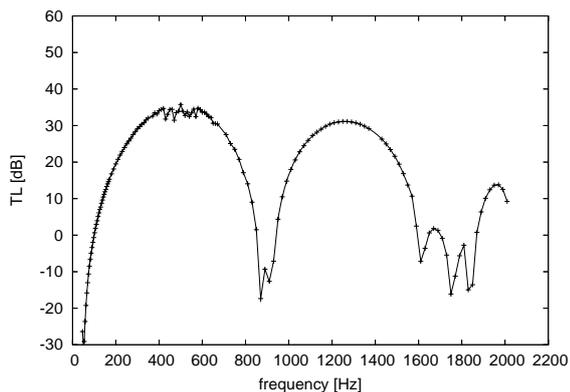


図 16 コンプレッサーの音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 16 は、コンプレッサーの透過損失の周波数依存性を示しており、500[Hz]と 1300[Hz]を中心に大きなピークが存在し、900[Hz]付近では透過損失がマイナスになり消音効果が0になる。また、1800[Hz]以上の高周波数領域においても、透過損失が小さく消音効果が小さいという特徴がある。

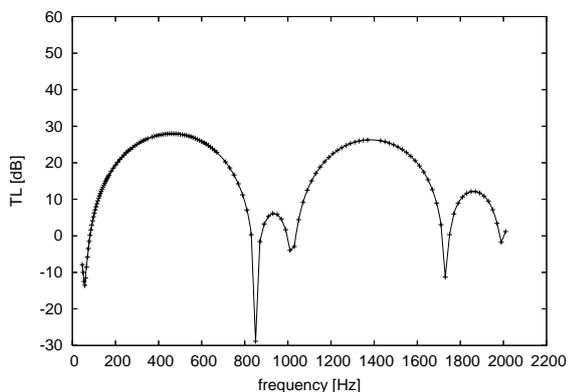


図 17 マフラー 1 の音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 17 は、マフラー 1 の透過損失の周波数依存性を示している。コンプレッサーものと分布が似ており、900[Hz]近辺で消音効果がなくなる。このような特徴から、マフラー 1 とコンプレッサーを組み合わせた場合、900[Hz]近辺の音は減衰されることがなく透過し、騒音となることが予想される。

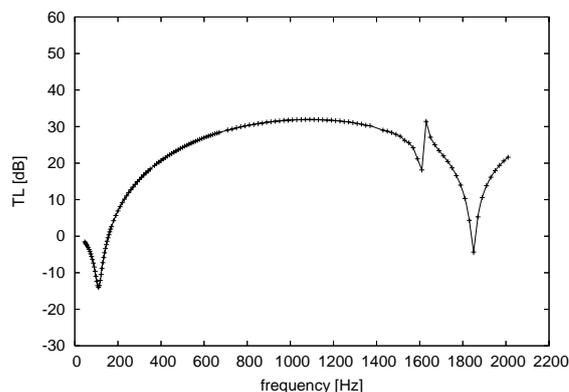


図 18 マフラー 2 の音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 18 は、マフラー 2 の透過損失の周波数依存性を示している。マフラー 1 とは異なり、広がった分布を持っており、マフラー 1 に比べてより広い周波数帯域に対して消音性能を持っていることが分かる。1600[Hz]辺りで突然消音性能が良くなることと、1850[Hz]辺りに極端に消音性能が悪くなる箇所があるのが特徴である。

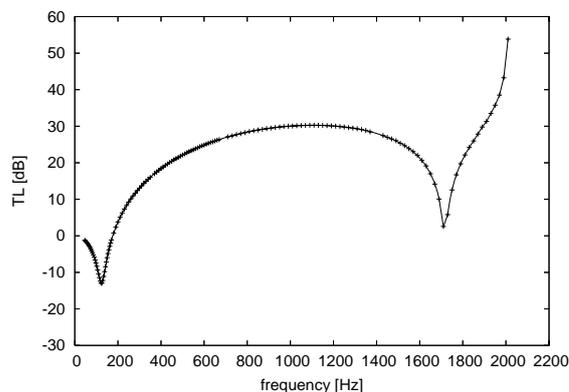


図 19 マフラー 3 の音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 19 は、マフラー 3 の透過損失の周波数依存性を示している。マフラー 2 とよく似た分布を持っており、広い周波数帯域に対して消音性能を持っており、マフラー 2 よりも 1800[Hz]以上の帯域で高い消音性能を持っているのが特徴となっている。

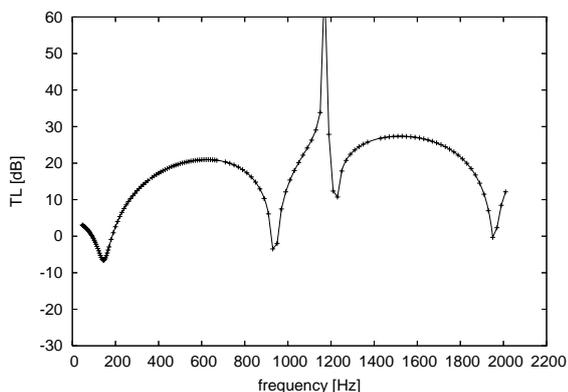


図 20 四方弁の音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 20 は、四方弁の透過損失の周波数依存性を示している。他の部品機器と異なり、1200[Hz]辺りに非常に大きな値を持ち、それを挟むようにして、600[Hz]と、1600[Hz]周辺に高い値を持つのが特徴である。

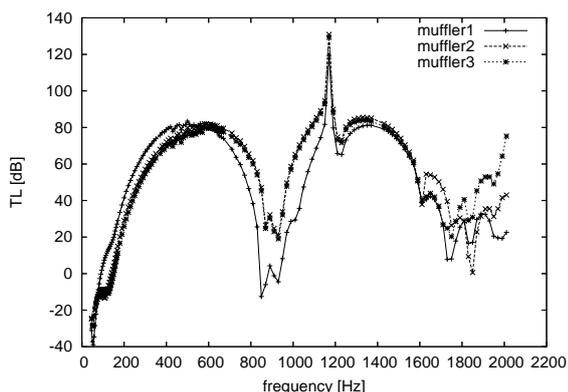


図 21 マフラーの違いによる、装置全体の音響特性(横軸：周波数、縦軸：透過損失)

図 21 は、図 2 に示したモデル全体の透過損失の周波数依存性をマフラー毎に示している。モデル全体の消音性能が一番高いのは、マフラー 3 を用いた場合となっていることが判る。このモデル全体の透過損失を用いて、実験により得られたガス圧脈動データの音が全部品機器を通過した際の四方弁出口における音圧値を図 22 に示す。

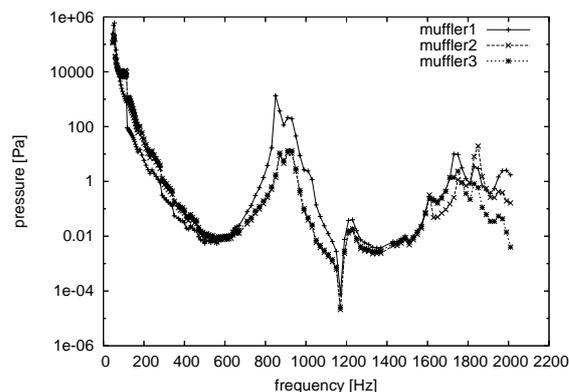


図 22 実験データを入力値とした場合の四方弁出口における音圧値。

図 21 から判るように、マフラー 3 を使用した場合に最も高い消音効果を得ることが出来る。

4.2.2. 構造解析

直管の内壁に加えた圧力の中心点の外壁における振動結果を図 23 に示す。これより、直管の外壁の振動は 2 つの振動を合わせたモードになっていることがわかる。大きい振動は、圧力を入力波形そのもので、小さい振動が、直管半径方向の振動を示していると考えられる。この半径方向のモードの振動数は、17,200[Hz]であり、可聴域を超えている。確認の為に固有値解析を行ったところ、振動数の小さい方から 44 番目のモードに 17200[Hz]の振動があることを確認した。よって、直管半径方向の振動モードは今回の解析では考慮しなくていいことが判った。図 24 に 17200[Hz]の固有振動モードを示す。

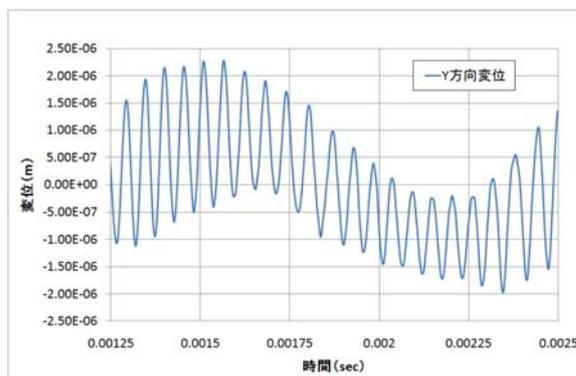


図 23 外壁変位の時間依存性

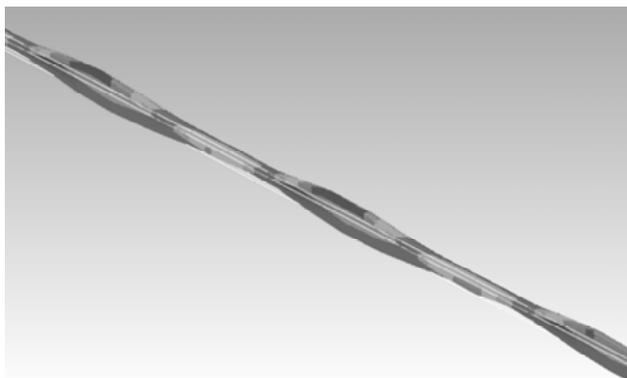


図 24 直管の半径方向の振動モード
(17200[Hz])

結果として、直管の振動速度は、解析対象とする音波そのものの振動速度に構造解析より得られた最大変位を掛けた値となる。

4.2.3. 解析解を用いた解析

四方弁の出口から先の 7[m]の細い管の数値音響解析の実施は収束を得る事が難しいことが判っている。また、剛壁の直管では、音響的な透過損失は 0[dB]となるため、計測点近辺の内壁の振動の圧力を四方弁の出口圧力と同じとみなして計算結果を音響計算に適用する。

図 22 の解析結果から、マフラー1 を用いた場合における四方弁出口の圧力は、57.5[Hz]~100[Hz]では 3.0×10^4 [Pa]であり、1[kHz]付近では 1.0×10^2 [Pa]である。マフラー2 を用いた場合には、57.5[Hz]~100[Hz]では 3.0×10^4 [Pa]であり、1[kHz]付近では 1.0×10^1 [Pa]である。また、マフラー3 を用いた場合では、57.5[Hz]~100[Hz]では 3.0×10^4 [Pa]であり、1[kHz]付近では 1.0×10^1 [Pa]である。式(16)–(21)を用いて得られる、直管から 0.2[m]離れた測定点における音圧レベル値を図 25 に示す。

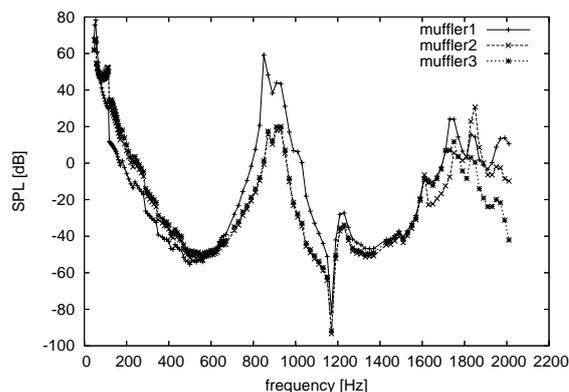


図 25 測定点での音圧レベル

実験により測定点で得られた音圧レベル値データは、マフラー1 を用いた場合の結果のみが取得されており、52[Hz]において 44[dB]、1[kHz]付近において 20[dB]という値が得られている。図 25 のマフラー1 の結果と比較してみると、同様の結果が数値実験によって得られていることが確認できる。

5. まとめ

単純拡張管モデル、空調機コンプレッサーの室内騒音評価の音響解析結果について、実験結果等との比較を行いよく一致する結果を得た。これらの結果より、Advance/FrontNoise を用いた数値音響解析は有効であることが確認できた。

参考文献

- (1) 鈴木昭次、西村正治、雉本信哉、御法川学：“機械音響工学”，コロナ社
- (2) M. J. Lighthill：“On Sound Generated Aerodynamically I. General theory”，Proc. Royal Society London, 211 (1952) 564–587
- (3) M. J. Lighthill：“On Sound Generated Aerodynamically II. Turbulence as a source of sound”，Proc. Royal Society London, A 222 (1954) 1–22

